

Bachelorarbeit

Kinematische Rekonstruktion von Top-Quark-Paar-Ereignissen in Assoziation mit einem Higgs-Boson mit dem Atlas-Experiment

Kinematic reconstruction of top-quark pair events in association with a Higgs-Boson at the Atlas experiment

angefertigt von

Jan Filipe Lehmann

aus Hamburg

am II. Physikalischen Institut

Arbeitsnummer: II.Physik-UniGö-BSc-2019/02

Bearbeitungszeit: 1. April 2019 bis 8. Juli 2019

Erstgutachter/in: Prof. Dr. Arnulf Quadt

Zweitgutachter/in: PD Dr. Jörn Große-Knetter

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Rekonstruktion von $t\bar{t}H$ Ereignissen mit $H \rightarrow b\bar{b}$ mittels des Kinematic Likelihood Fitter (KLFitter) analysiert und die Güte der Rekonstruktion quantifiziert. Um die Rekonstruktion zu verbessern, wurde diese Methode mit einem Neuronalen Netzwerk kombiniert und somit wurde eine korrekte Rekonstruktion der Ereignisse in 49% der Fälle, in denen dies möglich ist, erreicht.

Abstract

In this thesis the reconstruction of $t\bar{t}H$ events with $H \rightarrow b\bar{b}$ using a Kinematic Likelihood Fitter (KLFitter) is analyzed and the performance of the reconstruction is quantified. To improve the reconstruction, this method was combined with the reconstruction using a Neural Network and a correct reconstruction of the events was achieved in 49% of the cases in which it was possible.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	3
2.1. Das Standardmodell	3
2.1.1. Das Top-Quark	3
2.1.2. Das Higgs-Boson	4
2.1.3. $t\bar{t}$ -Higgs-Ereignis	6
3. Experimenteller Aufbau	9
3.1. Der LHC	9
3.2. Der ATLAS-Detektor	10
3.2.1. Der innere Detektor	11
3.2.2. Kalorimeter	11
3.2.3. Myonspektrometer	12
4. Grundlagen	13
4.1. Monte-Carlo Generator	13
4.2. Objektdefinition	13
4.2.1. Elektron	13
4.2.2. Myon	13
4.2.3. Jet	14
4.3. KLFitter	14
4.4. Ereignisselektion	15
4.4.1. Definition matchable und matched	16
5. Rekonstruktion von $t\bar{t}H$ mit KLFitter	17
5.1. Ereignisrekonstruktion	17
5.2. KLFitter-Zuordnung der Jets zu den Endzustandsteilchen	23
5.3. Untergrund	24

6. Verbesserung von KLfitter mit multivariaten Methoden	27
6.1. Einordnung der Rekonstruktionsperformanz im Vergleich aktueller $t\bar{t}H$ - Analyzen (BDT)	27
6.2. Kombination von KLfitter mit einem Neuronalen Netzwerk	29
7. Zusammenfassung	31
A. Anhang	33

1. Einleitung

Das Ziel in der Grundlagenforschung und speziell der Elementarteilchenphysik ist es eine Theorie zu entwickeln und zu überprüfen, welche die Wechselwirkungen der fundamentalen Bausteine des Universums beschreibt. Zu diesem Zweck werden Beschleuniger wie der LHC am CERN benutzt, um eben diese Wechselwirkungen bei Kollisionen mit hoher Energie zu untersuchen und zu vermessen. Die Schwierigkeit liegt nun darin, im Detektor gemessene Signale einem physikalischen Prozess zuzuordnen und die einzelnen an dem Prozess beteiligten Teilchen zu rekonstruieren. Besonders bei seltenen Prozessen mit einem starken Untergrund stellt dies eine Herausforderung dar. Ein solcher Prozess ist die Produktion von Top-Quark-Paaren in Assoziation mit einem Higgs-Boson. In dieser Arbeit soll die Rekonstruktion dieses Prozesses im semileptonischen Kanal untersucht werden.

2. Grundlagen

2.1. Das Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik umfasst die nach heutigem Kenntnisstand elementaren Teilchen und beschreibt die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung zwischen ihnen. Die Gravitation ist nicht Teil des Standardmodells.

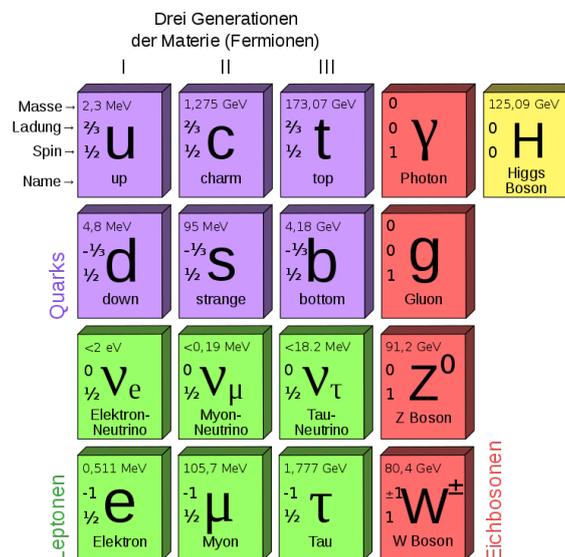


Abb. 2.1.: Elementarteilchen des Standardmodells.

In Abbildung 2.1 sind die Elementarteilchen des Standardmodells abgebildet. Zu den geladenen Leptonen und Quarks existieren jeweils Antiteilchen gleicher Eigenschaften aber entgegengesetzter Ladung.

2.1.1. Das Top-Quark

Das Top-Quark gehört zur dritten Generation der elementaren Fermionen und besitzt unter anderem Spin $\frac{1}{2}$, Ladung $+\frac{2}{3}$ und nach aktuellsten Messungen eine Masse [1] von

$$m_t = 173,34 \pm 0,27 \text{ (stat)} \pm 0,71 \text{ (sys)} \text{ GeV} \quad (2.1)$$

2. Grundlagen

und ist somit das schwerste Teilchen im Standardmodell. Theoretisch vorhergesagt wurde es 1973 Makoto Kobayashi und Toshihide Maskawa [2] und 22 Jahre später wurde es von CDF und DØ am FERMILAB experimentell entdeckt [3, 4]. Aufgrund der hohen Masse und der damit einhergehenden Zerfallsbreite von $\Gamma = 2,0 \pm 0,5 \text{ GeV}$ [5], besitzt das Top-Quark eine sehr kurze Lebensdauer von

$$\tau_t = \frac{\hbar}{\Gamma_t} \approx 3,3 \cdot 10^{-25} \text{ GeV}. \quad (2.2)$$

Das hat eine interessante Eigenschaft des Top-Quarks zur Folge. Im Gegensatz zu den anderen Quarks ist die Lebensdauer so kurz, dass das Top-Quark zerfällt, bevor es hadronisieren kann. Somit gibt es seine intrinsischen Eigenschaften direkt an die Zerfallsprodukte weiter.

Für diese Arbeit ist der Zerfall über die schwache Kraft, vermittelt durch das W^\pm -Boson, von Bedeutung. Die Übergangswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen schwachen Zerfallskanäle des Top-Quarks erhält man, indem man den Betrag des entsprechenden Matrixelements quadriert [2]. Aufgrund des hohen Betrages von V_{tb} zerfällt das Top-Quark in 99.8% der Fälle zu einem W -Boson und einem Bottom-Quark [5].

Am LHC werden $t\bar{t}$ -Paare durch Gluonfusion oder Quark-Antiquark-Annihilation erzeugt. Die Feynmandiagramme führender Ordnung der entsprechenden Prozesse sind in Abbildung 2.2 dargestellt.

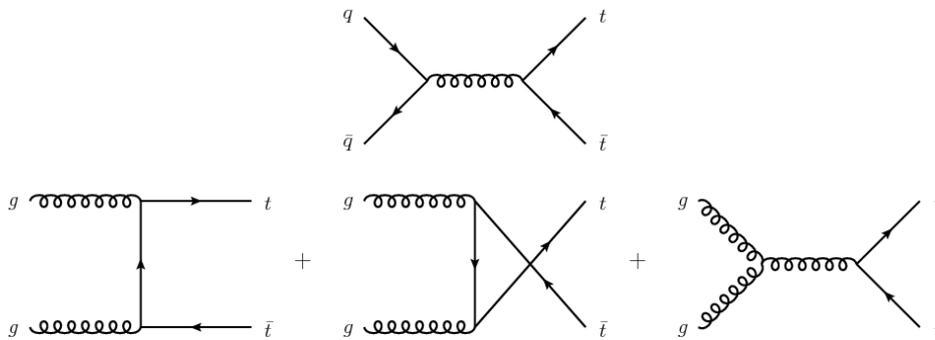


Abb. 2.2.: Feynmandiagramme führender Ordnung für die $t\bar{t}$ -Paarproduktion via Quark-Antiquark-Annihilation (oben) und Gluonfusion (unten).

2.1.2. Das Higgs-Boson

Das Higgs-Boson ist das als letztes nachgewiesene Teilchen des Standardmodells. Es ist elektrisch neutral, besitzt Spin 0 und hat eine Lebensdauer τ_H von ungefähr 10^{-22} s. Als Anregung des Higgs-Feldes ϕ ist es Teil des 1964 entwickelten Brout-Englert-Higgs-Mechanismus [6, 7], welcher den elementaren Teilchen durch Wechselwirkung mit dem in

Abbildung 2.3 dargestellten Higgs-Potential ihre Masse verleiht, und wurde im Juli 2012 von ATLAS [8] und CMS [9] am CERN entdeckt.

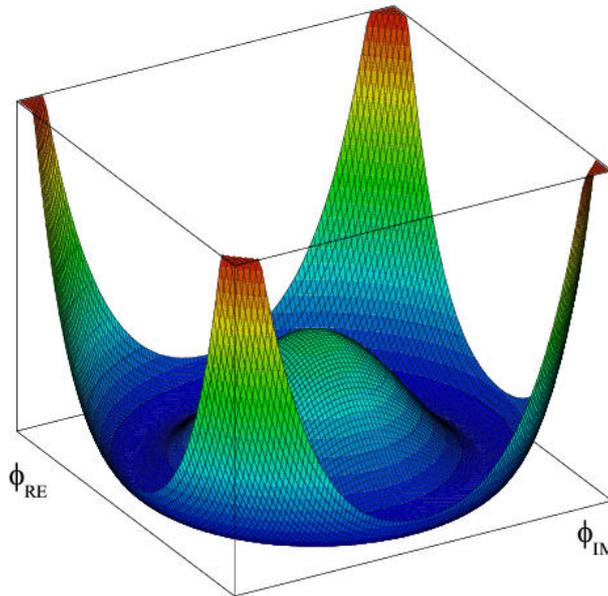


Abb. 2.3.: Exemplarische Darstellung des Higgspotentials.

Wie man sehen kann, ist die Auswahl einer der entarteten Grundzustände aufgrund der Form des Higgs-Potentials zufällig. Dies nennt man spontane Symmetriebrechung. Man nennt $v = \phi^\dagger \phi$ den Vakuumerwartungswert, welcher einen theoretischen Wert von $v \approx 246$ GeV hat.

Die Massen der elektroschwachen Eichbosonen folgen aus der spontanen Symmetriebrechung. Es ergibt sich die Masse der W^\pm -Bosonen $m_W = \frac{g_W v}{2}$, des Z -Bosons $m_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g_W^2 + g'^2}$ und $m_A = 0$ für die Masse des Photons. g_W und g' sind Kopplungskonstanten der entsprechenden Eichbosonen mit $\frac{g'}{g_W} = \tan(\theta_W)$. θ_W ist der sogenannte Weinberg-Winkel und wurde experimentell bestimmt als $\theta_W \approx 28.74^\circ$ [5]. Die Kopplungsstärke der elektroschwachen Eichbosonen an das Higgs-Boson ist $m_W g_W$ für die Kopplung mit den W^\pm -Bosonen und $m_Z g_Z$ für die Kopplung an Z -Bosonen, mit $g_Z = \frac{g_W}{\cos(\theta_W)}$. Für das masselose Photon ist die Kopplungsstärke 0.

Yukawa-Kopplung

Nachdem wir gesehen haben, wie die elektroschwachen Eichbosonen ihre Masse erhalten, wollen wir betrachten, wie die elementaren Fermionen, also die Quarks und Leptonen, zu ihrer Masse gelangen. Ähnlich wie die Eichbosonen erhalten auch sie ihre Masse durch spontane Symmetriebrechung, und ihre Kopplung an das Higgs-Feld heißt Yukawa-Kopplung. Die Yukawa-Kopplung g_f der Fermionen an das Higgs-Feld ist gegeben durch

2. Grundlagen

$$g_f = \sqrt{2} \frac{m_f}{v}. \quad (2.3)$$

Mit der Masse des Top-Quarks aus Gleichung (2.1) ergibt sich interessanterweise eine Kopplung von fast exakt 1. Für alle Fermionen außer den Neutrinos ist die Kopplungsstärke von Ordnung 1. Falls die Neutrinomassen auch Folge des Higgs-Mechanismus sind, wäre ihre Yukawa-Kopplung von Größenordnung $\lesssim 10^{-12}$, was Vermutungen weckt, dass Neutrinos ihre Masse womöglich durch einen anderen Mechanismus als die übrigen Fermionen erhalten.

Die Kopplungsstärke des Higgs-Boson an Fermionen ist gegeben durch

$$\sqrt{2} \frac{m_f}{v} = \frac{m_f}{2m_W} g_W. \quad (2.4)$$

2.1.3. $t\bar{t}$ -Higgs-Ereignis

Diese Arbeit beschäftigt sich speziell mit dem in Abbildung 2.4 dargestellten Prozess, welcher von jetzt an $t\bar{t}H$ genannt wird. Erstmals beobachtet wurde er 2018 mit Daten von ATLAS und CMS in Kombination mit dem Higgs-Zerfall in W^\pm -Bosonen, Tau-Leptonen, Photonen und Z -Bosonen mit einer Signifikanz von 6.3 Standardabweichungen [11, 12].

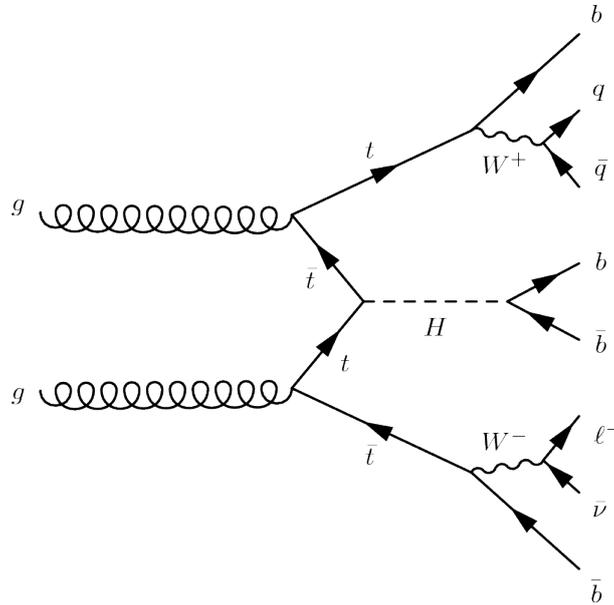


Abb. 2.4.: Feynmandiagramm des $t\bar{t}H$ -Prozesses zu 4 B-Jets + 2 Jets und einem Fermion mit fehlendem transversalen Impuls.

Wie in Abbildung 2.4 zu sehen, werden durch Gluonfusion zwei $t\bar{t}$ -Paare erzeugt, wobei ein $t\bar{t}$ -Paar durch Annihilation ein Higgs-Boson abstrahlt, welches in ein $b\bar{b}$ -Paar zerfällt.

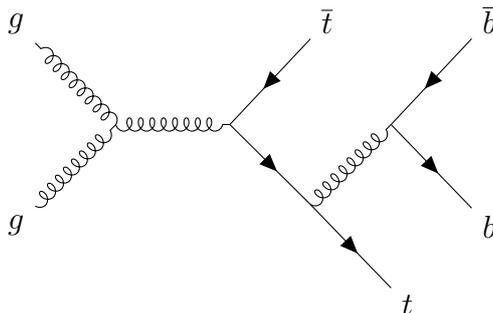


Abb. 2.5.: Feynmandiagramm des führenden Untergrundprozesses am LHC.

Das übrige Antitop-Quark zerfällt in ein W^+ -Boson und ein Antibottom-Quark, woraufhin das W^- -Boson leptonic in entweder ein Myon/Myon-Antineutrino Paar oder ein Elektron/Elektron-Antineutrino Paar zerfällt. Das Top-Quark zerfällt in ein Bottom-Quark und ein W^+ -Boson welches weiter in ein Quark/Antiquark Paar zerfällt. So ergibt sich ein Endzustand aus einem Elektron oder Myon, 6 Jets, von denen 4 B-Jets sind und fehlendem transversalen Impuls aufgrund des nicht detektierbaren Neutrinos. Durch Untersuchung dieses Prozesses kann man gleichzeitig Informationen über die Yukawa Kopplung des Top-Quarks und des Bottom-Quarks gewinnen.

Ein Feynmandiagramm des Hauptuntergrunds, $t\bar{t}$ -Paarproduktion in Assoziation mit einem $b\bar{b}$ -Paar, für diesen Prozess am LHC ist in Abbildung 2.5 dargestellt.

3. Experimenteller Aufbau

Das CERN, die 1954 gegründete Europäische Organisation für Kernforschung, ist eine Forschungseinrichtung in Meyrin in der Schweiz, welche Grundlagenforschung mithilfe großer Teilchenbeschleuniger betreibt. Mit 23 Mitgliedsstaaten, etwa 2500 Mitarbeitern und über 10.000 Nutzern ist CERN das weltweit größte Forschungszentrum der Teilchenphysik.

3.1. Der LHC

Um immer kleinere Strukturen der Materie untersuchen zu können und ein besseres Verständnis der Physik der Elementarteilchen zu erlangen, oder sogar darüber hinaus Gebiete neuer Physik zu erforschen, ist es notwendig, Experimente bei so hohen Energieskalen durchführen zu können wie möglich. So bietet der Large Hadron Collider, kurz LHC, mit einer geplanten maximalen Schwerpunktsenergie von 14 TeV bei Proton-Proton Kollisionen, als größter und stärkster Teilchenbeschleuniger am CERN sowie weltweit, beste Voraussetzung für die Suche nach neuen Elementarteilchen, Substrukturen der Standardmodell-Teilchen und allgemein einer Physik jenseits des Standardmodells, wie wir es heute kennen. Er hat einen Umfang von 26.7 Kilometern und befindet sich im Mittel ungefähr 100 Meter unter der Erdoberfläche, um vor kosmischer Strahlung abgeschirmt zu sein. Das erste Mal in Betrieb genommen wurde er am 10. September 2008. Im ersten Durchlauf von 2010 bis 2012 lief der LHC bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV und 8 TeV. Nach einem Upgrade wurde er 2015 bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV wieder in Betrieb genommen und erreichte bis Ende 2018 eine integrierte Luminosität von ca. 140 pb^{-1} bei ATLAS und CMS.

Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Zeichnung des LHC am CERN. Da die Protonen nicht direkt still stehend in den LHC eingespeist werden können, werden sie in einem ungefähr 20 minütigen Prozess zuerst im Linearbeschleuniger LINAC 2 auf eine Energie von 50 MeV beschleunigt und dann weiter im Proton Synchrotron Booster, dem Proton Synchrotron und dem Super Proton Synchrotron auf 450 GeV beschleunigt, wonach sie in den LHC eingespeist werden, um auf ihre endgültige Schwerpunktsenergie gebracht zu werden. Im LHC laufen die Protonen in zwei Strahlröhren in entgegengesetzter Richtung.

3. Experimenteller Aufbau

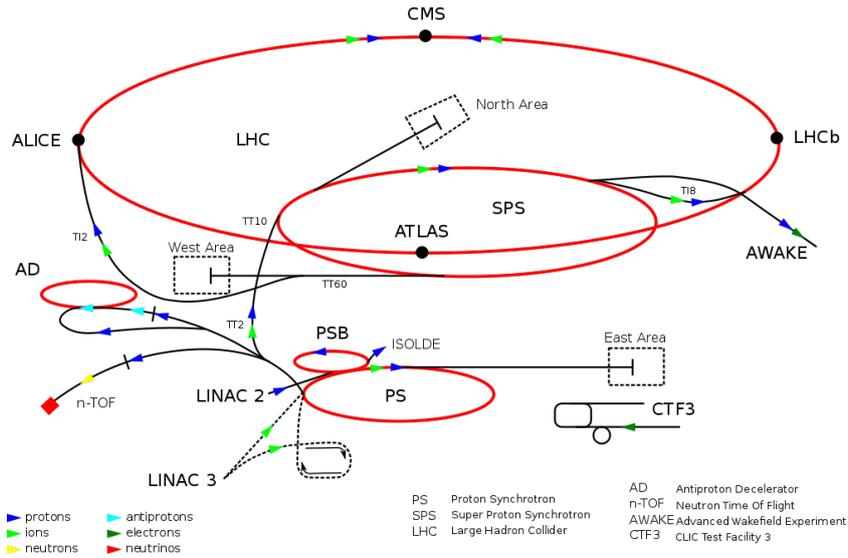


Abb. 3.1.: Schematische Zeichnung des LHC und anderer Vorbeschleuniger am CERN.
© CERN

Die Protonen werden zu Paketen von 1 mm Durchmesser bestehend aus jeweils über 100 Milliarden Protonen fokussiert und an vier Punkten entlang des Strahlrohres in 25 ns Intervallen zur Kollision gebracht. An den vier Kollisionspunkten befinden sich die vier Experimente ATLAS, CMS, LHC_b und ALICE des LHC. ALICE ist auf die Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas spezialisiert, LHC_b untersucht vor allem hadronische Zerfälle, bei denen Bottom- oder Charm-Quarks beteiligt sind und ATLAS beziehungsweise CMS sind nicht auf die Untersuchung eines speziellen Phänomens ausgelegt, sondern sind sogenannte Vielzweck-Detektoren.

3.2. Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)-Detektor ist ein 44 m langer zylindrischer Detektor mit einem Radius von 25 m. Man kann ihn grob in vier Teile unterteilen, nämlich den inneren Detektor, die Kalorimeter, den Myondetektor, welche konzentrisch um die Strahlröhre angeordnet sind, sowie das Magnetsystem. ATLAS ist nahezu hermetisch gebaut um alle bei der Kollision erzeugten Teilchen, abgesehen von Neutrinos, detektieren zu können. Abbildung 3.2 zeigt den Aufbau des ATLAS-Detektors.

Aufgrund der zylindrischen Geometrie wird ein Kugelkoordinatensystem, wie in Abbildung 3.3 zu sehen, zur Beschreibung der Teilchenbahnen beziehungsweise deren Detektionspunkte genutzt, wobei der Koordinatenursprung dem Kollisionspunkt entspricht. Sei die z -Achse entlang der Strahlachse, dann bezeichnet θ den Polarwinkel und φ den

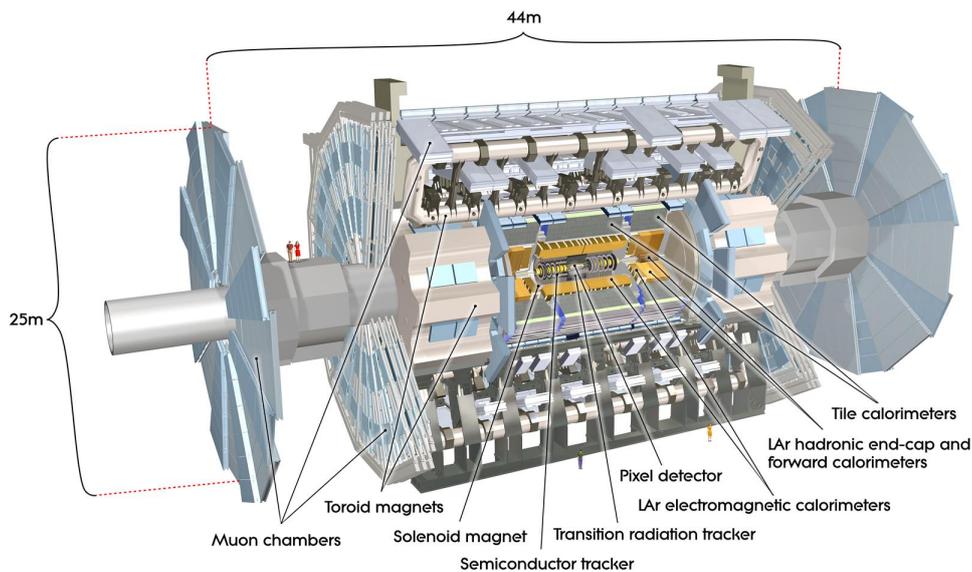


Abb. 3.2.: Zeichnung des ATLAS-Detektors am LHC. © CERN

Azimutalwinkel.

Sehr nützlich ist die Rapidität $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z}{E-p_z} \right)$, mit dem Impuls in z -Richtung p_z und der Energie E , da die Differenz zweier Rapiditäten lorentzinvariant ist. Für hochrelativistische Teilchen ist dies äquivalent zur Pseudorapidität $\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right)$.

3.2.1. Der innere Detektor

Der innere Detektor soll die Flugbahn, den Impuls und die Ladung von bei der Proton-Proton-Kollision erzeugten geladenen Teilchen messen. Die drei Hauptkomponenten sind der Pixel Detector, der Halbleiter-Tracker (SCT) und der Transition Radiation Tracker (TRT). Er ist 6,2 m lang und hat einen Durchmesser von 2,1 m. Die Flugbahn der geladenen Teilchen wird von einem homogenen Magnetfeld mit einer magnetischen Flussdichte von 2 T abgelenkt. Das Magnetfeld durchsetzt den gesamten inneren Detektor und ist parallel zur Strahlachse ausgerichtet. Durch die Lorentzkraft und mit der Messung der Flugbahnen können dann Aussagen über die elektrische Ladung und die Masse oder Impuls der Teilchen gemacht werden. Der Pixel-Detektor hat eine Auflösung von $14 \times 114 \mu\text{m}^2$.

3.2.2. Kalorimeter

Die Kalorimeter sind außerhalb des inneren Magneten positioniert. Sie sollen die Energie von absorbierten Teilchen messen. Es werden prinzipiell zwei Kalorimeter verwendet. Ein inneres elektromagnetisches (EM) Kalorimeter und ein äußeres hadronisches Kalorimeter.

3. Experimenteller Aufbau

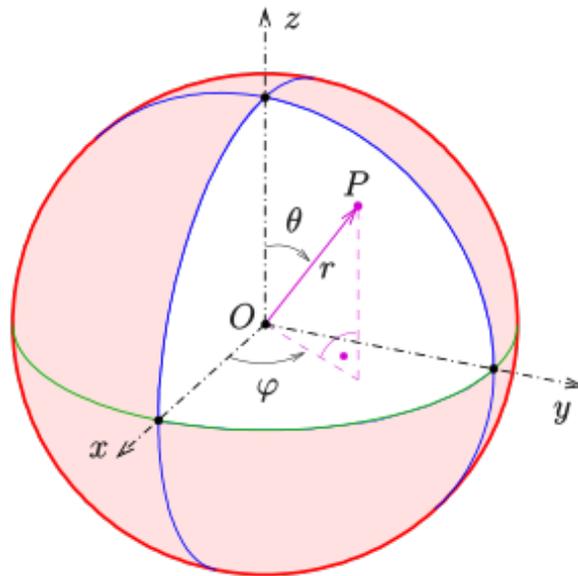


Abb. 3.3.: Zylindrisches Koordinatensystem.

Das EM Kalorimeter ist darauf ausgelegt, die Energie von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen in elektromagnetischen Schauern zu absorbieren und zu messen. Im hadronischen Kalorimeter wird die Energie hauptsächlich über die starke Wechselwirkung in hadronischen Schauern absorbiert. Sowohl Energieauflösung als auch räumliche Auflösung des EM Kalorimeters sind besser als im hadronischen Kalorimeter. Zu bedenken ist jedoch, dass sowohl Hadronen als auch rein elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen wie Elektronen oder Photonen in beiden Kalorimetern wechselwirken und Spuren hinterlassen.

3.2.3. Myonspektrometer

Da Myonen wesentlich schwerer sind als Elektronen und der Energieverlust durch Bremsstrahlung umgekehrt proportional zum Quadrat der Masse des Teilchens ist, verlassen sie den Detektor quasi spurlos. Deshalb ist der äußerste Teil des Detektors der Myondetektor. Er ist von einem Magnetfeld durchsetzt und misst durch Spurrekonstruktion den Impuls der Myonen auf 3% genau für 100-GeV-Myonen und auf 10% genau für 1-TeV-Myonen. Der Großteil aller anderen Teilchen, abgesehen von Neutrinos, wird im Kalorimeter abgefangen, weswegen der Myondetektor auch so gut wie nur Myonen detektiert.

4. Grundlagen

4.1. Monte-Carlo Generator

Um die Güte eines Rekonstruktionsalgorithmus oder allgemein eines Verfahrens zur Rekonstruktion von Ereignissen, wie in diesem Fall $t\bar{t}H$, untersuchen und beurteilen zu können, muss man Kenntnis über die wahre Natur der betrachteten Ereignisse haben. Bei realen Daten, zum Beispiel aus dem ATLAS-Experiment, hat man natürlich keine Informationen über den wahren beobachteten Prozess. Dafür gibt es so genannte Monte-Carlo Generatoren, welche auf Grundlage theoretischer Modelle Hochenergie-Teilchenkollisionen, sowie die resultierenden Signale im Detektor, simulieren. Diese simulierten Detektorsignale kann man dann mit dem zu untersuchenden Rekonstruktionsverfahren verarbeiten und die Resultate mit den Wahrheitswerten vergleichen um Aussagen über die Häufigkeit korrekter Rekonstruktionen treffen und allgemein genaue Analysen der Güte des Verfahrens durchführen zu können. Für die Erzeugung der in dieser Arbeit verwendeten Datensätze wurde aMC@NLO [12] mit durch Pythia [13] simulierten Parton-Schauern eingesetzt.

4.2. Objektdefinition

4.2.1. Elektron

Kandidaten für Elektronen [14] sind Energiedepositionen im elektromagnetischen Kalorimeter, welche mit einer rekonstruierten Spur im Spurdetektor identifiziert werden. Kandidaten aus der Kalorimeter-Übergangszone $1.37 < |\eta| < 1.52$ werden ausgeschlossen. Des Weiteren müssen Kandidaten $p_T > 27$ GeV und die Elektron-ID 'TightLH' besitzen sowie das Isolationskriterium 'Gradient' erfüllen.

4.2.2. Myon

Kandidaten für Myonen [15] sind rekonstruierte Spuren im Myon-Spektrometer in Kombination mit Spuren aus dem inneren Detektor. Es wird $p_T > 27$ GeV vorausgesetzt, sowie die Teilchen-ID 'Medium' und das Isolationskriterium 'Gradient'.

4. Grundlagen

4.2.3. Jet

Jets werden mit dem anti- k_T -Algorithmus [16] mit einem Abstands-Parameter $R = 0.4$ aus Energiedepositionen im hadronischen Kalorimeter rekonstruiert. Es muss $p_T > 25$ GeV sowie $|\eta| < 2.5$ gelten und für Kandidaten mit $p_T < 60$ GeV wird im Bereich $|\eta| < 2.4$ ein Minimum Jet-Vertex-Tagger (JVT) eingeführt [17]. Solche Kandidaten müssen $JVT > 0.59$ besitzen.

4.3. KLFitter

Der Kinematic Likelihood Fitter (KLFitter) [18] wurde entwickelt, um $t\bar{t}$ -Ereignisse zu rekonstruieren, indem eine Likelihood-Funktion maximiert wird. Diese Likelihood-Funktion ist erweiterbar, um KLFitter auch zur Rekonstruktion anderer Ereignisse benutzen zu können, in diesem Fall für $t\bar{t}H$ -Ereignisse im Lepton+Jets-Zerfallskanal mit $H \rightarrow b\bar{b}$. Die entsprechend angepasste Likelihood-Funktion \mathcal{L} ist in Gleichung (4.1) dargestellt.

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & W(\tilde{E}_{jet1}|E_{had}) \cdot W(\tilde{E}_{jet2}|E_{lep}) \cdot W(\tilde{E}_{jet3}|E_{q1}) \cdot W(\tilde{E}_{jet4}|E_{q2}) \cdot W(\tilde{E}_{jet5}|E_b) \cdot \\
& W(\tilde{E}_{jet6}|E_{\bar{b}}) \cdot W(\tilde{E}_x^{miss}|p_{x,\nu}) \cdot W(\tilde{E}_y^{miss}|p_{y,\nu}) \cdot [W(\tilde{E}_e|E_e) \wedge W(\tilde{p}_{T,\mu}|p_{T,\mu})] \cdot \\
& BW(m_{q1q2}|m_W, \Gamma_W) \cdot BW(m_{l,\nu}|m_W, \Gamma_W) \cdot BW(m_{q1q2had}|m_{top}, \Gamma_{top}) \cdot \\
& BW(m_{l\nu lep}|m_{top}, \Gamma_{top}) \cdot BW(m_{b\bar{b}}|m_{Higgs}, \Gamma_{Higgs})
\end{aligned} \tag{4.1}$$

W sind die detektorspezifischen Transferfunktion, welche das Signal beschreiben, das ein Endzustandsteilchen bestimmter kinematischer Eigenschaften im Detektor hinterlässt. BW sind jeweils die Breit-Wigner-Funktionen des W -Boson, Top-Quark sowie des Higgs-Boson, welche die natürlichen Breiten dieser Massen-Verteilungen beschreiben.

Man betrachte den $t\bar{t}H$ -Prozess aus Abbildung 2.4. Die gemessenen Jets können den Quarks in verschiedenen Kombinationen zugeordnet werden. Jede Zuordnung von Jets zu Quarks wird Permutation der Jets genannt. Für jede Permutation der Endzustandsjets, wird \mathcal{L} maximiert und diejenige mit dem höchsten \mathcal{L} -Wert gewählt. Für den $t\bar{t}H$ -Prozess mit 6 Jets im Endzustand gibt es $6!$ Permutationen, jedoch sind Permutationen der zwei Jets stammend aus dem Zerfall des Higgs-Bosons, sowie die zwei Jets aus dem Zerfall eines W -Bosons ununterscheidbar, was zu einer Anzahl von $\frac{6!}{2! \cdot 2!} = 180$ Permutationen führt. Für Ereignisse bei denen 7 Jets berücksichtigt werden, steigt die Anzahl der möglichen unterscheidbaren Permutationen auf $\frac{7!}{2! \cdot 2!} = 1260$. Für jede Permutation werden nun die gemessenen Energien der Jets innerhalb ihrer Unsicherheiten aufgrund der Messunge-

nauigkeit und der Transferfunktionen so variiert, dass die Likelihood-Funktion \mathcal{L} maximal wird. Gleichzeitig werden auch die Breit-Wigner-Funktionen der Endzustandsteilchen mit der invarianten Masse der jeweiligen Jet-Kombinationen verglichen und entsprechend der Teilchenbreite und der Messungenauigkeit variiert um \mathcal{L} zu maximieren. Je nachdem ob man ein Elektron oder ein Myon im Ereignis gemessen hat, wird die Transferfunktion für die Elektronenenergie oder den Transversalimpuls des Myons benutzt. So erhält man für jede berücksichtigte Permutation einen Wert \mathcal{L} . Da \mathcal{L} von sehr kleiner Größenordnung ist, wird für jede Permutation der Logarithmus von \mathcal{L} behalten und die Permutation mit der höchsten Likelihood wird als die KL-Fitter-Hypothese betrachtet. Wenn nicht explizit anders angegeben, ist von nun an mit Permutation diejenige Permutation gemeint, die die höchste Wahrscheinlichkeit hat, die korrekte zu sein.

Die Top-Quark Masse wird in dieser Analyse fixiert auf $m_{top} = 172.9$ GeV und die Higgs-Boson Masse auf $m_{Higgs} = 125.1$ GeV.

Als Erweiterung kann man Permutationen auslassen, welche als b -Jet identifizierte [19] Jets einem der W -Bosonen zuordnen, da diese selten Bottom-Quarks, aufgrund ihrer hohen Masse, als Zerfallsprodukte besitzen. Das reduziert die Zahl der unterscheidbaren Permutationen abhängig von der Anzahl berücksichtigter Jets und der Anzahl an Jets mit b -Tag erheblich.

4.4. Ereignisselektion

Um vor der eigentlichen Ereignisanalyse sicher zu stellen, dass man hauptsächlich Signalereignisse untersucht, ist es wichtig eine geschickte Ereignisselektion durchzuführen. Hinzu kommt bei KL-Fitter, dass aufgrund technischer Limitationen und vor allem durch die rasch steigende Anzahl an zu testenden Permutationen, die Anzahl an Jets, die in einem Ereignis berücksichtigt werden können, begrenzt ist, um die Rechenzeit in einem annehmbaren Rahmen zu halten. Es muss also eine geschickte Vorauswahl getroffen werden, bei der möglichst selten die zu den Endzustandsteilchen gehörenden Jets aussortiert werden. Die für diese Analyse gewählte Ereignisselektion orientiert sich an der in einer Analyse von semileptonischen $t\bar{t}H$ -Ereignissen mit $H \rightarrow b\bar{b}$ mittels eines Boosted-Decision-Trees (BDT) getroffenen Ereignisselektion [20]. Es wird exakt ein gemessenes Myon bzw. Anti-Myon oder ein Elektron bzw. Positron verlangt sowie mindestens 6 Jets, da KL-Fitter jedem Parton simultan einen Jet zuordnen können muss um die Likelihood zu berechnen. Des Weiteren werden maximal 7 Jets ausgewählt. Die Auswahl der Jets geschieht indem sie zuerst nach ihrem b -Tag-Score (aus dem MV2c10-Algorithmus [21]) geordnet werden. Dies ist ein ganzzahliger Wert im Intervall $[0,5]$, welcher den engsten Workingpoint an-

4. Grundlagen

gibt, mit dem der entsprechende b-Jet identifiziert wurde. Haben zwei Jets den selben b-Tag-Score, so wird der Jet mit dem höheren p_T ausgewählt. Die 4 so am höchsten gesetzten Jets werden als b-Jets übernommen, da vier Bottom-Quarks im Endzustand des untersuchten Prozesses erwartet sind. Für die übrigen 2 bis 3 leichten Jets werden die 2 bis 3 Jets mit dem größten Transversalimpuls ausgewählt.

4.4.1. Definition matchable und matched

Für die folgende Analyse muss zunächst einmal klar definiert werden, was es für ein Endzustandsteilchen heißt, *matchable* bzw. *matched* zu sein. Ein Quark ist *matchable*, wenn es in der Menge der selektierten Jets mindestens einen Jet gibt, sodass für diesen Jet und das Quark $\Delta R < 0.3$ gilt. Ein Teilchen ist *matched*, wenn ΔR zwischen dem rekonstruierten und dem wahren Teilchen kleiner gleich 0.3 ist. Wenn davon die Rede ist, dass mehrere Teilchen *matchable* bzw. *matched* sind, dann ist damit immer gemeint, dass die Kriterien für alle Teilchen simultan erfüllt sind, und dabei kein Jet doppelt zugeordnet wird. Es kann also der Fall sein, dass zwei Teilchen einzeln *matchable* sind, aber nicht in Kombination.

5. Rekonstruktion von $t\bar{t}H$ mit KLFitter

5.1. Ereignisrekonstruktion

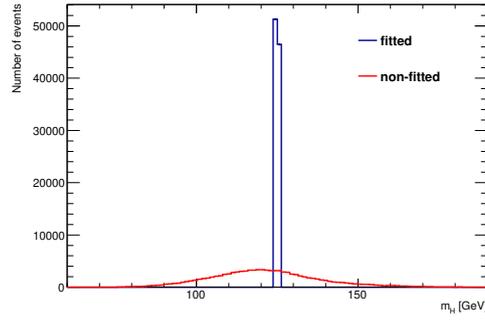
Um einen ersten Überblick über die Ereignisrekonstruktion mit KLFitter zu erlangen, werden verschiedene Ereignisvariablen aus den rekonstruierten Endzustandsteilchen extrahiert.

Die invarianten Massen des Higgs-Bosons, des hadronisch zerfallenden Top-Quarks und W-Bosons, sowie des leptonisch zerfallenden Top-Quarks und W-Bosons, sind in Abbildung 5.1 dargestellt.

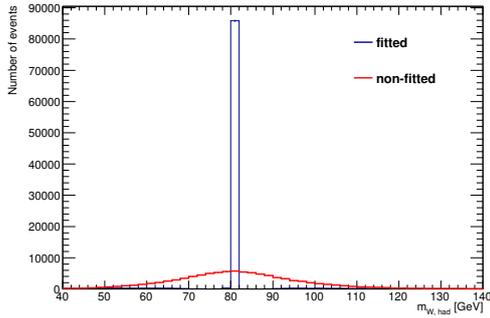
Die blauen Verteilungen zeigen die invarianten Massen, wenn die von KLFitter in ihrem Fehlerbereich variierten (fitted) Viererimpulse zur Rekonstruktion benutzt werden. Die roten Verteilungen zeigen die resultierenden invarianten Massen, wenn statt der angepassten Viererimpulse, die tatsächlich gemessenen benutzt wurden (non-fitted), wobei die Zuordnung von Jets zu Endzustandsteilchen der KLFitter-Hypothese entnommen wird. Die Ausnahmen sind das leptonisch zerfallende W-Boson sowie das entsprechende Top-Quark. Da das Neutrino im Detektor nicht gemessen wird, wird hierfür auch der von KLFitter rekonstruierte Viererimpuls verwendet. Die von KLFitter variierten Viererimpulse erzeugen einen sehr schmalen Peak um die Teilchenmassen, wohingegen die Verteilungen der nicht veränderten Kinematik breiter sind, aber trotzdem einen Peak an der Teilchenmasse besitzen. Abbildungen 5.1 (c),(e) zeigen den Einfluss des rekonstruierten Neutrinos auf die nicht gefittete Massenverteilung, da diese eine geringere Breite aufweist. Hinzu kommt, dass die Leptonen mit größerer Genauigkeit gemessen werden als die Jets, was zu der sehr schmalen Verteilung im leptonischen W-Bosonen Massenspektrum führt. Durch den Einfluss des Jets aus dem Top-Quark-Zerfall wird die Massenverteilung etwas aufgefächert. Insgesamt hat KLFitter immer genug Freiheit, um mit dem Fit die genauen Massen zu treffen.

Abbildung 5.2 zeigt die Differenz der rekonstruierten transversalen Impulse $p_{T,\text{reco}}$ zu den wahren Impulsen $p_{T,\text{true}}$ der Teilchen, normiert auf den wahren transversalen Impuls.

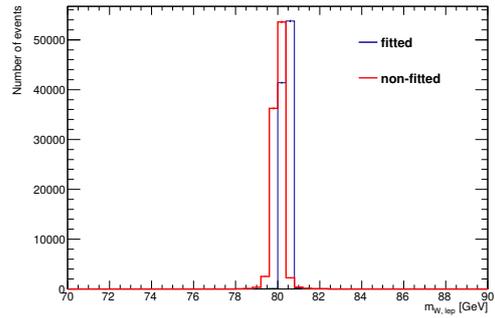
5. Rekonstruktion von $t\bar{t}H$ mit KLFitter



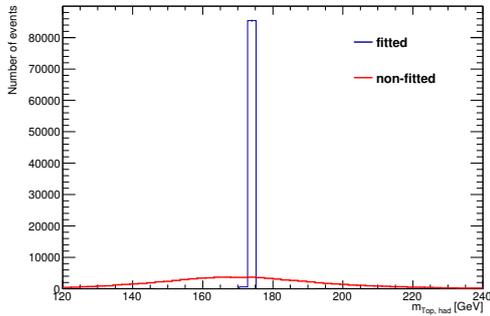
(a) Higgs-Boson



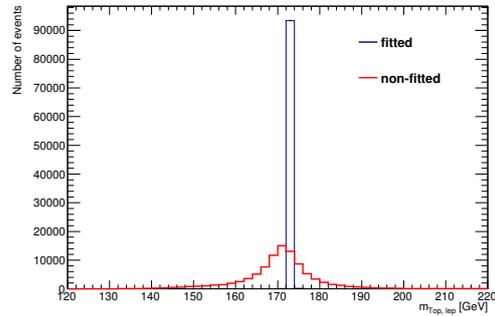
(b) Hadronisches W-Boson



(c) Leptonisches W-Boson



(d) Hadronisches Top-Quark

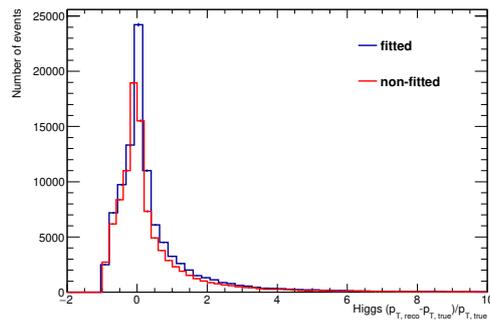


(e) Leptonisches Top-Quark

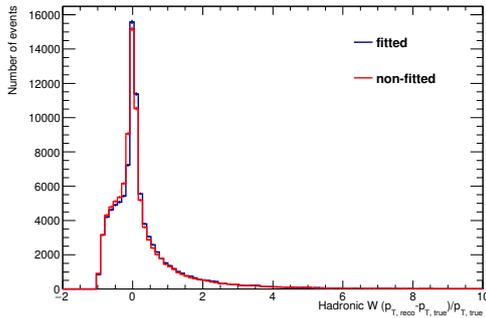
Abb. 5.1.: Invariante Massen der den jeweiligen Teilchen zugeordneten Zerfallsprodukte bzw. Objekte.

Anhand der Ladung des Leptons wird bestimmt, ob das Top-Quark oder Anti-Top-Quark bzw. das W^+ -Boson oder W^- -Boson leptonic zerfallen ist.

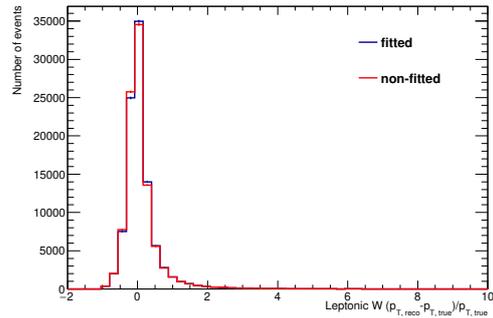
Es sind wenig Abweichungen zwischen den variierten Verteilungen und den nicht variierten Verteilungen zu erkennen. Ein allgemeiner Trend ist, dass die variierten Verteilungen ein wenig in Richtung höherer Werte verschoben sind. Das bedeutet, dass $p_{T, \text{reco}}$ von KLFitter tendenziell zu größeren Werten hin variiert wird, ungeachtet dessen, welchem



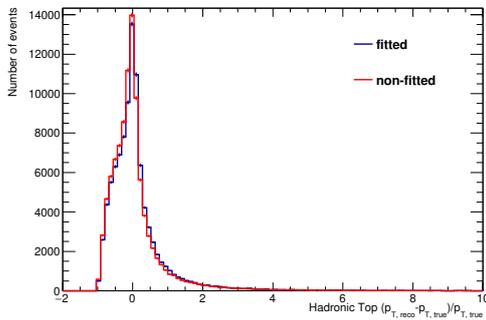
(a) Higgs-Boson



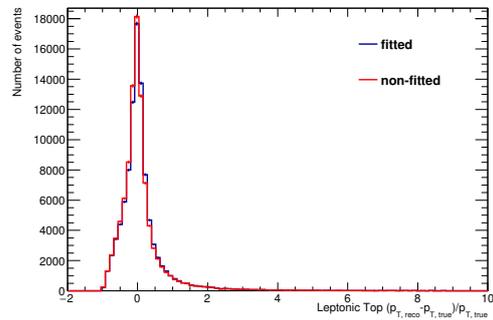
(b) Hadronisches W-Boson



(c) Leptonisches W-Boson



(d) Hadronisches Top-Quark



(e) Leptonisches Top-Quark

Abb. 5.2.: Differenz zwischen dem transversalen Impuls der rekonstruierten Teilchen und dem wahren transversalen Impuls des Teilchens, normiert auf den

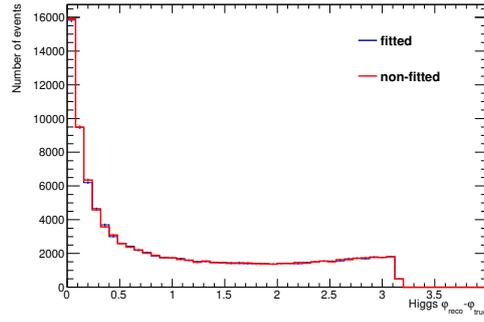
Teilchen die Jets zugeordnet werden.

Abbildung 5.3 zeigt den Betrag der Differenz zwischen Azimutalwinkel des rekonstruierten Teilchens φ_{reco} und Azimutalwinkel des wahren Teilchens φ_{true} .

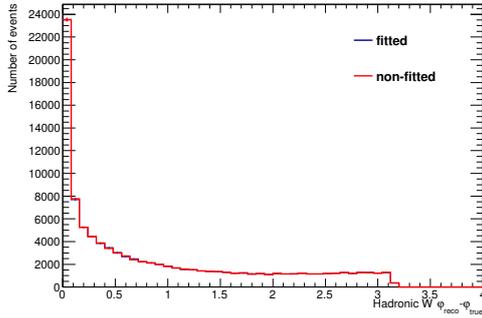
Bei allen rein hadronisch zerfallenden Teilchen erkennt man einen Anstieg der Ereigniszahl für den Fall, dass $\varphi_{\text{reco}} - \varphi_{\text{true}} = \Delta\varphi \rightarrow \pi$.

Abbildung 5.4 zeigt die Differenz zwischen der Pseudorapidität des rekonstruierten

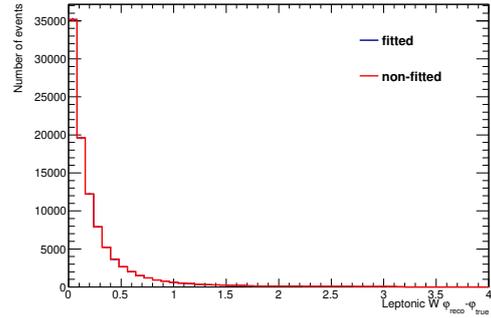
5. Rekonstruktion von $t\bar{t}H$ mit KLFFitter



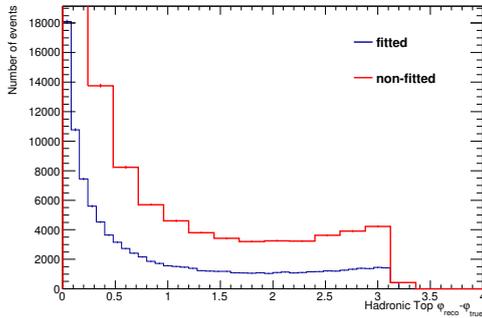
(a) Higgs-Boson



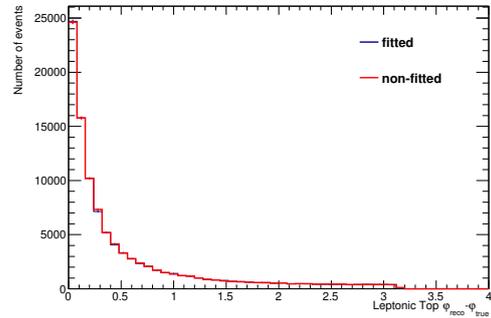
(b) Hadronisches W-Boson



(c) Leptonisches W-Boson



(d) Hadronisches Top-Quark



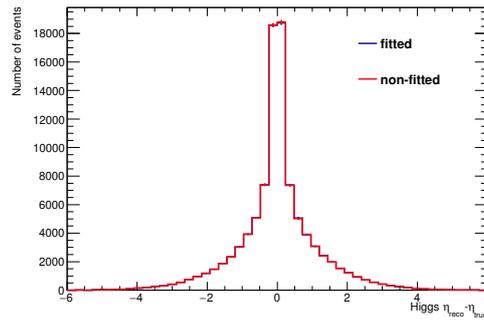
(e) Leptonisches Top-Quark

Abb. 5.3.: Betrag der Differenz zwischen den Azimutalwinkeln der rekonstruierten und den wahren Teilchen.

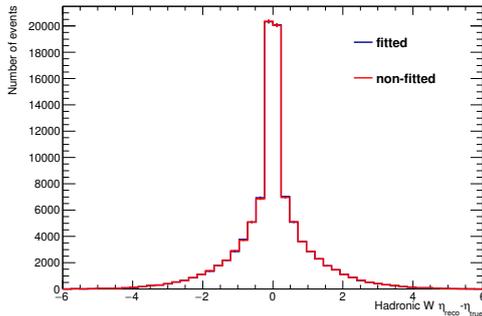
Teilchens η_{reco} und des wahren Teilchens η_{true} .

Die Verteilungen sind sich alle ähnlich und haben ihr Maximum um $\Delta\eta = \eta_{reco} - \eta_{true} = 0$. Des Weiteren sind sie symmetrisch um $\Delta\eta = 0$. Wie schon für den Azimutalwinkel, hat KLFFitter keinen Einfluss auf die räumlichen Variablen zu haben.

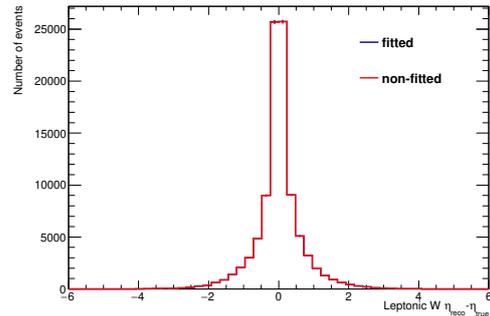
Als Kombination des Azimutalwinkels und der Pseudorapidität werden in Abbildung 5.5 die $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\varphi)^2}$ Verteilungen gezeigt.



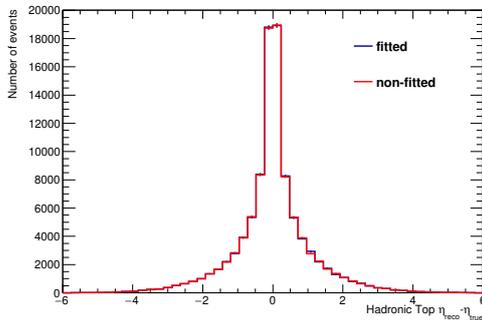
(a) Higgs-Boson



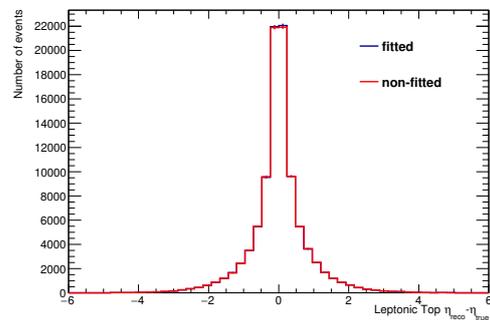
(b) Hadronisches W-Boson



(c) Leptonisches W-Boson



(d) Hadronisches Top-Quark



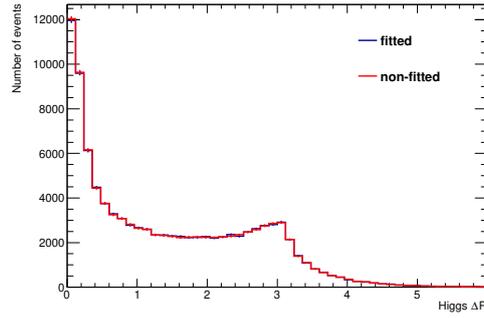
(e) Leptonisches Top-Quark

Abb. 5.4.: Betrag der Differenz zwischen den Pseudorapiditäten der rekonstruierten und der wahren Teilchen.

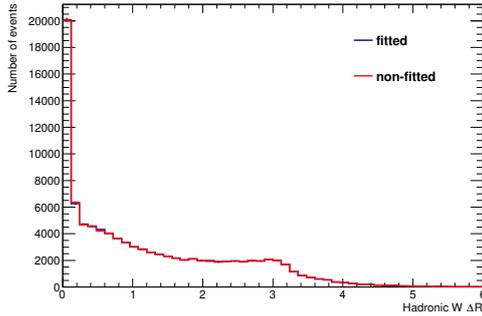
Es ist der Einfluss der Azimutalwinkel-Verteilung zu erkennen, da es bei hadronisch zerfallenden Teilchen eine Schulter bei π gibt. Abbildung 5.6 zeigt die ΔR -Verteilung des Higgs-Bosons zusätzlich für den Fall, dass beide b-Quarks aus dem Higgs-Boson-Zerfall *matchable* sind, sowie für den Fall, dass beide Bottom-Quarks tatsächlich *matched* sind.

Die Verteilungen der räumlichen Differenzen $\Delta\phi$, $\Delta\eta$ und ΔR zwischen wahren und rekonstruierten Teilchen werden durch den Einfluss von KLFitter auf die gemessenen

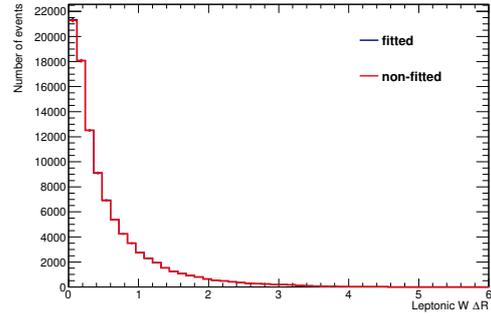
5. Rekonstruktion von $t\bar{t}H$ mit *KL*Fitter



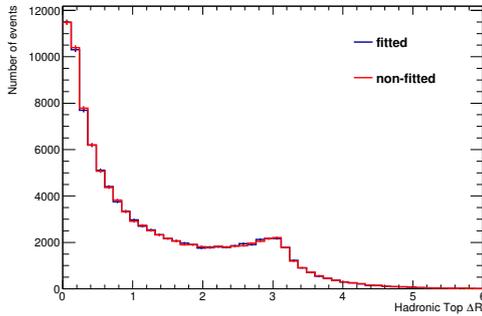
(a) Higgs-Boson



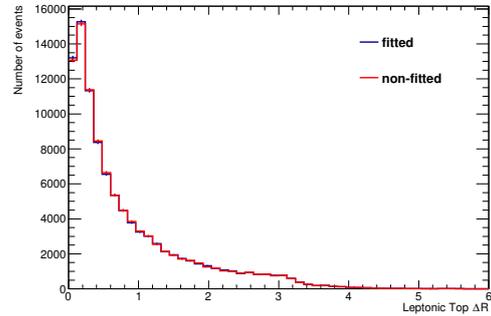
(b) Hadronisches W-Boson



(c) Leptonisches W-Boson



(d) Hadronisches Top-Quark



(e) Leptonisches Top-Quark

Abb. 5.5.: Betrag der Differenz zwischen den Pseudorapiditäten der rekonstruierten und der wahren Teilchen.

Objekte nicht groß verändert. Die $\Delta\eta$ -Verteilungen sind alle symmetrisch um 0, haben ihr Maximum bei 0 und fallen für große Differenzen schnell ab. Die ΔR - und die $\Delta\phi$ -Verteilungen zeigen einen Anstieg für Werte nahe π . Dies ist zu erwarten, da die Jets aus den Top-Quark Zerfällen in ungefähr entgegengesetzte Raumrichtungen orientiert sind und man bei falscher Zuordnung ein $\Delta\phi \sim (\pi \vee 0)$ erhält. Abbildung 5.6 spiegelt diesen Trend gut wider. Für den Fall, dass die Bottom-Quarks aus dem Higgs-Boson Zerfall

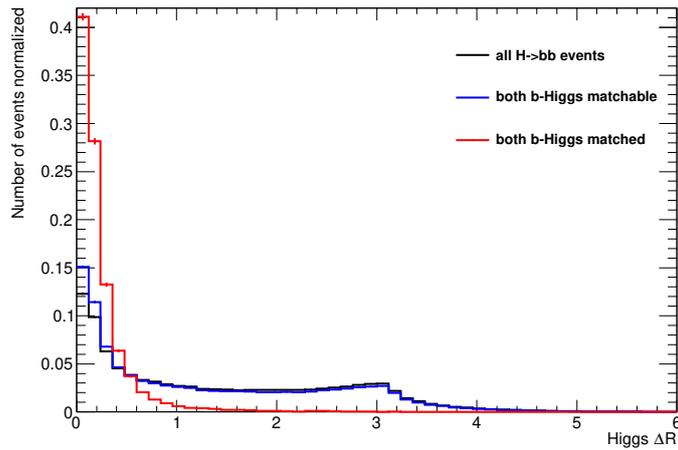


Abb. 5.6.: ΔR zwischen dem rekonstruierten und dem wahren Higgs-Boson.

matched sind, verschwindet die Schulter bei π komplett.

5.2. KLFitter-Zuordnung der Jets zu den Endzustandsteilchen

Die beobachteten relativen Häufigkeiten für die Möglichkeit einer korrekten Zuordnung bzw. dass die korrekte Zuordnung gefunden wurde sind in Tabelle 5.1 dargestellt. M ist die Anzahl der Ereignisse, in denen das/die Teilchen *matchable* sind, KLF ist die Anzahl der Ereignisse, in denen das/die Teilchen *matched* sind, und N ist die Gesamtanzahl betrachteter Ereignisse. Die einzelnen Reihen sind wie folgt definiert:

- all: Alle Endzustandsteilchen sind *matched*.
- b + 1W: Alle Bottom-Quarks und ein leichtes Quark aus dem W-Boson Zerfall sind *matched*.
- allb: Alle Bottom-Quarks sind *matched*.
- H: Beide Bottom-Quarks aus dem Higgs-Boson Zerfall sind *matched*.
- btop: Beide Bottom-Quark aus dem $t\bar{t}$ -Zerfall sind *matched*.
- W: Beide leichten Quarks aus dem W-Boson Zerfall sind *matched*.
- Hb1: Das Bottom-Quark mit dem höheren p_T aus dem Higgs-Boson Zerfall ist *matched*.

5. Rekonstruktion von $t\bar{t}H$ mit *KL*Fitter

- Hb2: Das Bottom-Quark mit dem niedrigeren p_T aus dem Higgs-Boson Zerfall ist matched.
- blt: Das Bottom-Quark aus dem leptonisch zerfallenden Top-Quark ist matched.
- bht: Das Bottom-Quark aus dem hadronisch zerfallenden Top-Quark ist matched.
- wj1: Das leichte Quark mit höherem p_T aus dem W-Boson Zerfall ist matched.
- wj2: Das leichte Quark mit niedrigerem p_T aus dem W-Boson Zerfall ist matched.

	M/N	KLF/N	KLF/M
all	0.28	0.08	0.29
b + 1W	0.58	0.12	0.2069
allb	0.6082	0.1316	0.21
H	0.78	0.28	0.36
btop	0.81	0.19	0.23
W	0.56	0.24	0.43
Hb1	0.96	0.51	0.53
Hb2	0.81	0.43	0.53
blt	0.90	0.49	0.54
bht	0.90	0.33	0.37
wj1	0.93	0.52	0.56
wj2	0.60	0.37	0.62

Tab. 5.1.: Relative Häufigkeiten, dass eine korrekte Zuordnung möglich (M/N) ist bzw. gefunden wurde (KLF/N).

5.3. Untergrund

Der Hauptuntergrund ist $t\bar{t}+b\bar{b}$, da hier die Jetanzahl und die Zerfallsmodi dem $t\bar{t}H$ -Prozess sehr ähnlich sind. Die *KL*Fitter-Analyse wurde nach derselben Ereignisselektion mit denselben Parametern durchgeführt um zu testen, inwiefern die rekonstruierten Untergrundereignisse von den rekonstruierten Signalereignissen unterscheidbar sind. In einer älteren Analyse wurde die rekonstruierte Higgs-Boson-Masse als gute Variable zur Unterscheidung zwischen Untergrund und Signal ausgemacht [22]. Abbildung 5.7 zeigt diese Variable für Untergrund und Signal.

Es gibt keine Verschiebung des Maximum, die beiden Verteilungen unterscheiden sich nur noch durch ihre Breite. Die Signalverteilung ist schärfer konzentriert um die Higgs-

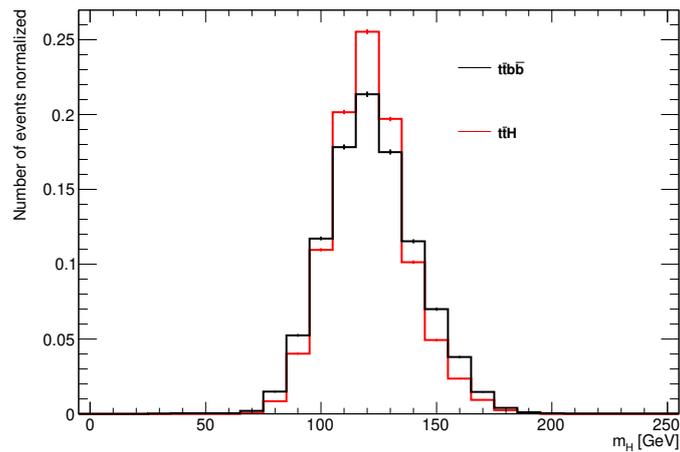


Abb. 5.7.: Invariante Masse des rekonstruierten Higgs-Boson für Untergrund ($tt\bar{b}\bar{b}$) und Signal (ttH).

Boson-Masse als die Untergrundverteilung. Das liegt daran, dass die Higgs-Masse für diese Analyse als fester Parameter an KLFitter übergeben wurde und folglich dadurch, dass KLFitter immer versucht, ein Higgs-Boson zu rekonstruieren, auch wenn keines da ist, zeigt auch die $tt\bar{b}\bar{b}$ -Verteilung um die Higgs-Boson-Masse einen Peak.

Abbildung 5.8 zeigt den Logarithmus der Ereignis-Wahrscheinlichkeit für Untergrund und Signal.

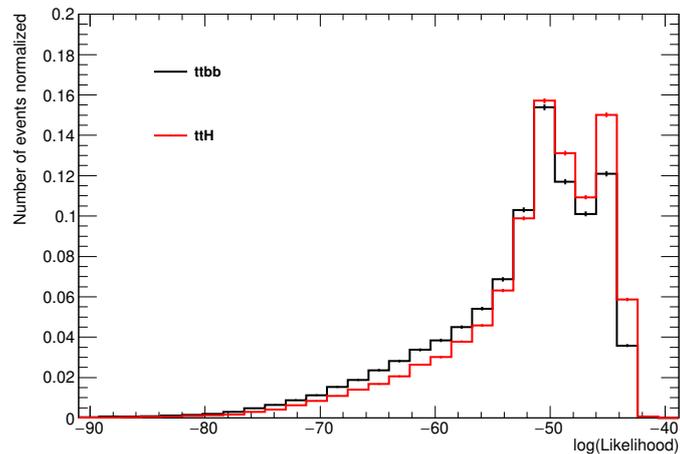


Abb. 5.8.: Logarithmus der Ereignis-Wahrscheinlichkeit für Untergrund ($tt\bar{b}\bar{b}$) und Signal (ttH).

Betrachtet man die Verteilungen des Logarithmus der Ereignis-Wahrscheinlichkeit in

5. Rekonstruktion von $t\bar{t}H$ mit *KL*Fitter

Abbildung 5.8 so erkennt man, dass die Ereignis-Wahrscheinlichkeit, vor allem in Anbetracht der logarithmischen Skala auf Abszissenachse, für das Signal zu höheren Werten verschoben ist, also eine höhere Wahrscheinlichkeit zugewiesen bekommt. Ein Schnitt auf die Wahrscheinlichkeit könnte also zu einem besseren Signal zu Untergrund Verhältnis führen.

6. Verbesserung von KLFitter mit multivariaten Methoden

6.1. Einordnung der Rekonstruktionsperformanz im Vergleich aktueller $t\bar{t}H$ -Analysen (BDT)

In Abschnitt 5.2 wurden die Zuordnungen von Jets zu Endzustandsteilchen diskutiert. Nun soll diese mit denen einer anderen aktuellen Analyse verglichen werden. Aus [22] sind die Werte für dieselben Zuordnungen wie in Tabelle 5.1 einer Boosted-Decision-Tree-Analyse von semileptonischen $t\bar{t}H$ Ereignissen mit H nach $b\bar{b}$ entnommen und in Tabelle 6.1 dargestellt. M ist wieder die Anzahl der Ereignisse, in denen das/die Teilchen korrekt zu geordnet werden können, BDT ist die Anzahl der Ereignisse in denen das/die Teilchen durch den Boosted-Decision-Tree korrekt zugeordnet wurden und N ist die Gesamtanzahl betrachteter Ereignisse.

	M/N	BDT/N	BDT/M
all	0.43	0.19	0.44
b + 1W	0.76	0.4	0.53
allb	0.8	0.44	0.55
H	0.89	0.52	0.58
btop	0.9	0.46	0.51
W	0.49	0.33	0.67
Hb1	0.96	0.71	0.74
Hb2	0.92	0.72	0.78
blt	0.95	0.64	0.67
bht	0.94	0.6	0.64
wj1	0.87	0.62	0.71
wj2	0.56	0.53	0.95

Tab. 6.1.: Relative Häufigkeiten, dass eine korrekte Zuordnung möglich ist bzw. gefunden wurde.

6. Verbesserung von *KLFitter* mit multivariaten Methoden

Im Vergleich zwischen Tabelle 5.1 und Tabelle 6.1 wird deutlich, dass die Häufigkeit der korrekten Zuordnung mit *KLFitter* noch nicht konkurrenzfähig mit dem BDT ist. In 44% der Fälle, in denen eine komplett korrekte Zuordnung aller Endzustandsteilchen möglich ist, findet der BDT die korrekte wohingegen dies mit *KLFitter* nur bei 28% der Ereignisse der Fall ist. Auch in den anderen Fällen ist die Zuordnung durch *KLFitter* schlechter, das Verhältnis der Zuordnungen einer Methode untereinander folgt jedoch demselben Muster. So werden zum Beispiel die leichten Quarks aus dem W^\pm -Boson Zerfall und die Bottom-Quarks aus dem Higgs-Boson Zerfall am besten zugeordnet. Auch die Teilchen mit niedrigerem p_T werden tendenziell besser zugeordnet.

Die Idee ist, ein Neuronales Netzwerk mit den Eingangsvariablen, die für die BDT-Analyse verwendet wurden, für die Ereignisrekonstruktion zu benutzen, mit der Ereignis-Wahrscheinlichkeit von *KLFitter* als zusätzlichen Eingang, um eine bessere Performanz zu erreichen. Zunächst muss geprüft werden, ob *KLFitter* die Eingangsvariablen gut rekonstruiert, um zu sehen, ob dieser Ansatz vielversprechend ist. In Abbildungen A.1-A.3 sind diese Variablen dargestellt. Das *Signal* sind die Permutationen von Jets zu Endzustandsteilchen, bei denen jedes Teilchen *matched* ist, und *Background* sind alle anderen Permutationen. *KLFitter-max(W)* ist die Permutation, die von *KLFitter* die höchste Wahrscheinlichkeit zugeordnet bekommen hat. *Truth* ist die Verteilung für die wahren Teilchen. Also bis auf *Truth* wurden die Variablen mit den gemessenen Jets rekonstruiert. m_{\sum_i} ist die invariante Masse des Systems der i Objekte. ΔR ist immer eine Funktion von zwei Objekten. Die einzelnen Objektnamen sind wie folgt definiert:

- lep_Top: Leptonisch zerfallendes Top-Quark.
- had_Top: Hadronisch zerfallendes Top-Quark.
- had_W: Hadronisch zerfallendes W-Boson.
- lep_W: Leptonisch zerfallendes W-Boson.
- b_had_Top: Bottom-Quark aus dem hadronisch zerfallenden Top-Quark.
- b_lep_Top: Bottom-Quark aus dem leptonisch zerfallenden Top-Quark.
- q1_had_W: Leichtes Quark mit höherem p_T aus dem hadronisch zerfallenden W-Boson.
- q2_had_W: Leichtes Quark mit niedrigerem p_T aus dem hadronisch zerfallenden W-Boson.

- lepton: Lepton aus dem leptonisch zerfallenden W-Boson.
- Higgs: Higgs-Boson.
- b1_Higgs: Bottom-Quark mit höherem p_T aus dem Higgs-Boson Zerfall.
- b2_Higgs: Bottom-Quark mit niedrigerem p_T aus dem Higgs-Boson Zerfall.

Die KLFitter-Hypothese mit der höchsten Wahrscheinlichkeit stimmt allgemein gut mit der Signal-Hypothese überein. Es gibt aber auch einige Verteilungen, bei denen die KLFitter-Hypothese nicht der Signal-Verteilung entspricht. Das ist zusätzliche Information, die ein Neuronales Netzwerk verwenden kann, um eine bessere Zuordnung zu erreichen.

6.2. Kombination von KLFitter mit einem Neuronalen Netzwerk

Es werden verschiedene Ansätze für Training und Auswertung des Neuronalen Netzwerks getestet. Dabei wird die Auswertung in zwei Kategorien geteilt. Einmal muss das Neuronale Netzwerk die korrekte Permutation aus allen Permutationen finden, dies ist Testmenge A und einmal aus den X Permutationen mit der höchsten KLFitter-Ereigniswahrscheinlichkeit, dies ist Testmenge B. Dieser letzte Ansatz wurde gewählt, da die große Menge an Permutationen die Auswahl erschwert hat und eine falsche Permutation ausgewählt wurde, wenn auf A trainiert wurde. Das Training ist in drei Kategorien unterteilt. Einmal wird auf alle Permutationen trainiert (NN1), dann auf 6 Permutationen, so dass es für jedes $k \in [1, 6]$ genau eine Permutation gibt, bei der k Teilchen *matched* sind (NN2). Es wird jeweils die Permutation mit der höchsten KLFitter-Ereigniswahrscheinlichkeit gewählt. Zu guter Letzt wird auf die X Permutationen mit der höchsten KLFitter-Ereigniswahrscheinlichkeit trainiert (NN3). Es wurde $X = 40$ gewählt, da dies ein guter Kompromiss zwischen Anzahl der Ereignisse, in denen die korrekte Permutation in den X Permutationen enthalten ist, dies ist in 85.5% der Ereignisse der Fall, und Anzahl der Ereignisse, in denen das Neuronale Netzwerk die korrektere Auswahl trifft, zu sein scheint. Optimierung ist hier sicherlich noch möglich.

6. Verbesserung von *KLFitter* mit multivariaten Methoden

Testmenge:	Netzwerk:	NN1	NN2	NN3
	A	0.143	0.161	0.262
B	0.292	0.292	0.489	

Tab. 6.2.: Relative Häufigkeit korrekter Zuordnungen der verschiedenen Neuronalen Netzwerke auf den unterschiedlichen Testmengen.

Tabelle 6.2 zeigt die relative Häufigkeiten korrekter Zuordnungen NN/M , wobei NN die Anzahl korrekter Zuordnungen ist und M ist die maximale Anzahl an Ereignisse bei denen eine korrekte Zuordnung möglich ist und bezieht sich immer auf die Testmenge A.

Alle Neuronalen Netzwerke erzielen die besten Ergebnisse auf der Testmenge B, was zeigt, dass, obwohl bei ungefähr 15% der Ereignisse a priori keine korrekte Zuordnung gefunden werden kann, die gewonnene Genauigkeit durch vorheriges Aussortieren von 78% der Permutationen groß genug ist, um eine signifikante Performanzsteigerung zu erreichen. Auf beiden Testmengen erzielt das NN3 die besten Ergebnisse, also scheint auch das Training auf den X besten Hypothesen die beste Wahl zu sein. Die besten Resultate erzielt das NN3 auf der Testmenge B mit einer relativen Häufigkeit korrekter Zuordnungen von 0.49. Dies ist eine Steigerung von mehr als 100% verglichen zur Rekonstruktion mit *KLFitter*. Auch im Vergleich mit dem Wert für den BDT von 0.44 aus Tabelle 6.1 ist das ein sehr gutes Resultat.

7. Zusammenfassung

Die Analyse hat gezeigt, dass die Erweiterung der KLFitter-Likelihood für die Rekonstruktion von $t\bar{t}H \rightarrow 4$ Bottom-Quarks+2 leichte Quarks+geladenes Lepton+Neutrino bei einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV funktioniert. Die Rekonstruktion mit KLFitter alleine ist jedoch im direkten Vergleich mit aktuellen multivariaten Analysen nicht konkurrenzfähig. Die Kombination mit einem Neuronalen Netzwerk hat gezeigt, dass die Vorauswahl durch die kinematische Wahrscheinlichkeit von KLFitter einen wichtigen Beitrag zur Verbesserung der Neuronalen-Netzwerk-Analyse liefert und so sehr gute Ergebnisse erzielt werden können. Dabei ist auch noch sehr viel Raum für Optimierung der Neuronalen Netzwerke, aber es ist schon einmal gezeigt, dass dieses Konzept sehr vielversprechend ist.

A. Anhang

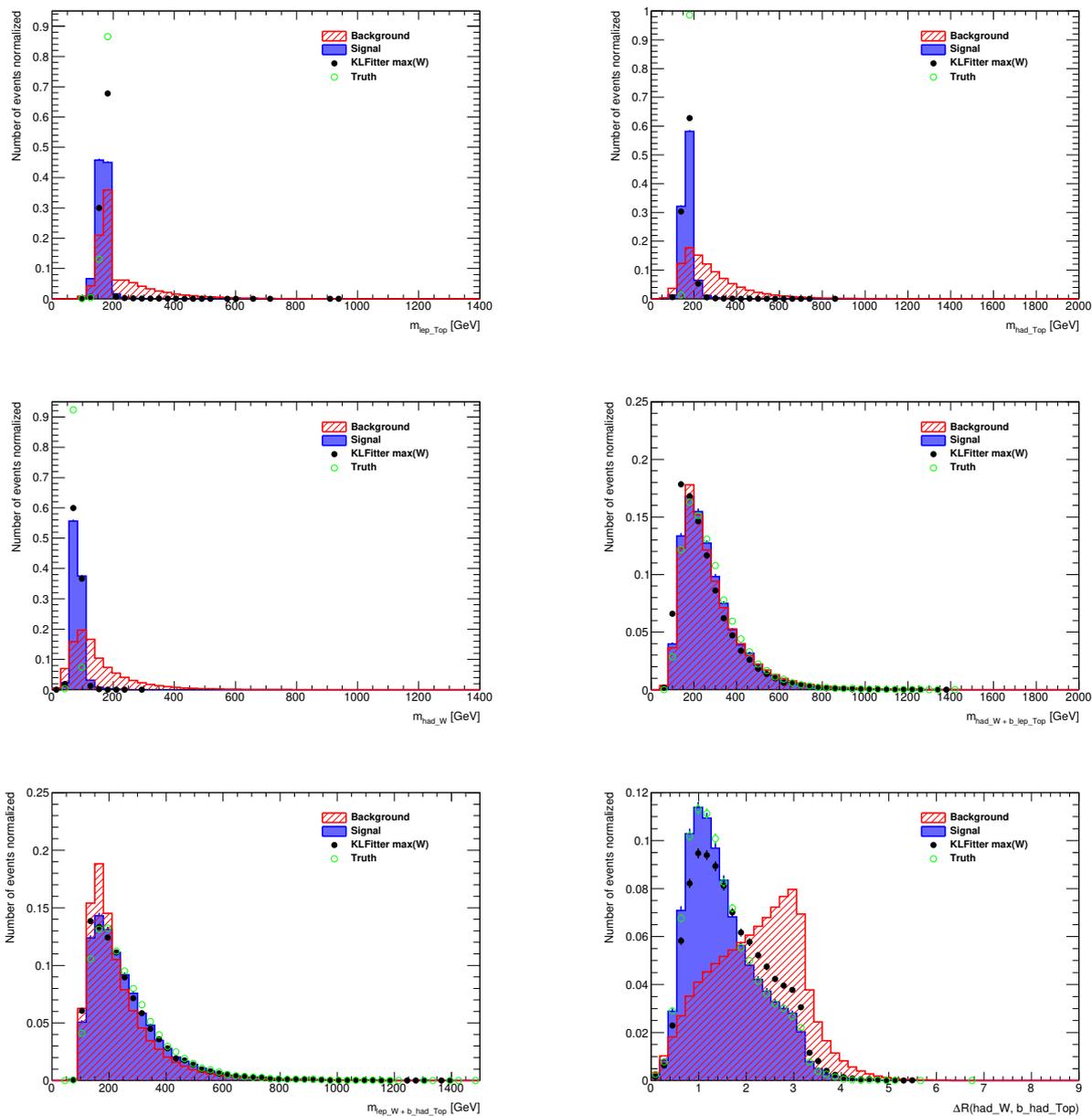


Abb. A.1.: Eingangsvariablen der BDT-Analyse.

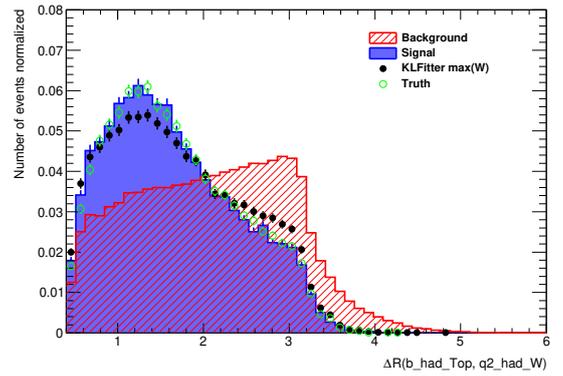
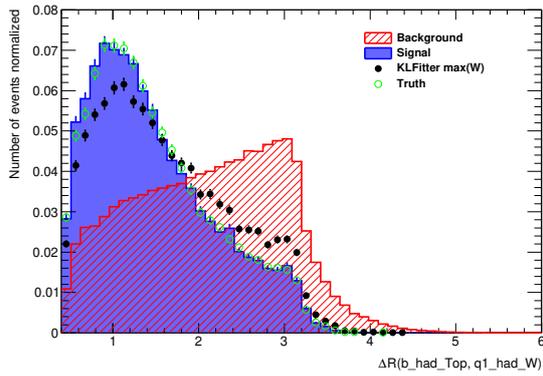
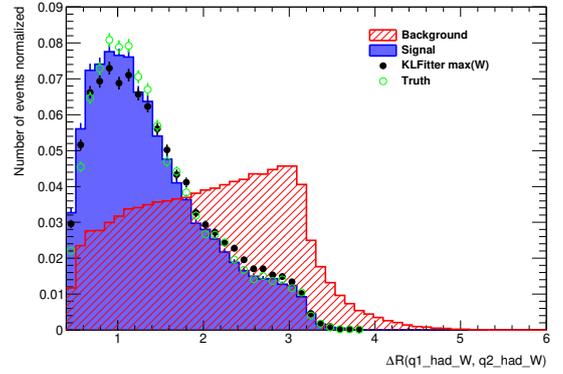
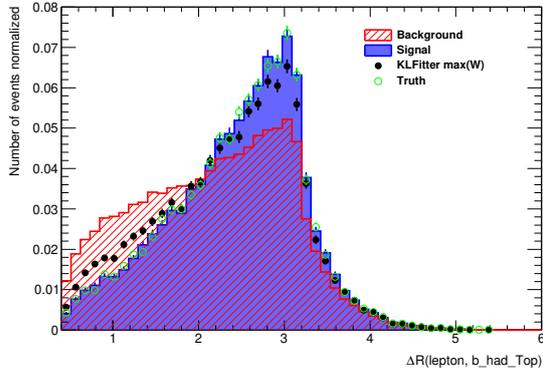
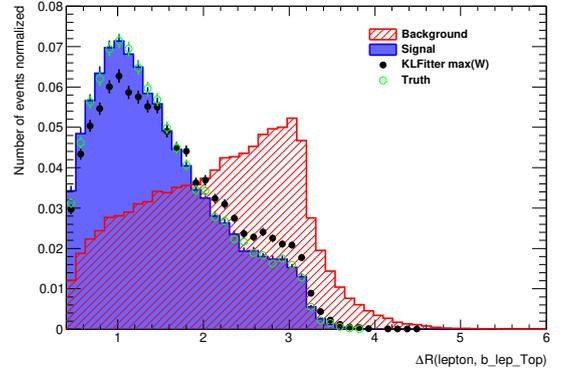
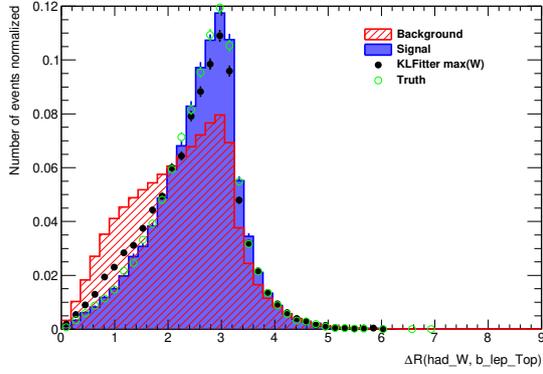


Abb. A.2.: Eingangsvariablen der BDT-Analyse.

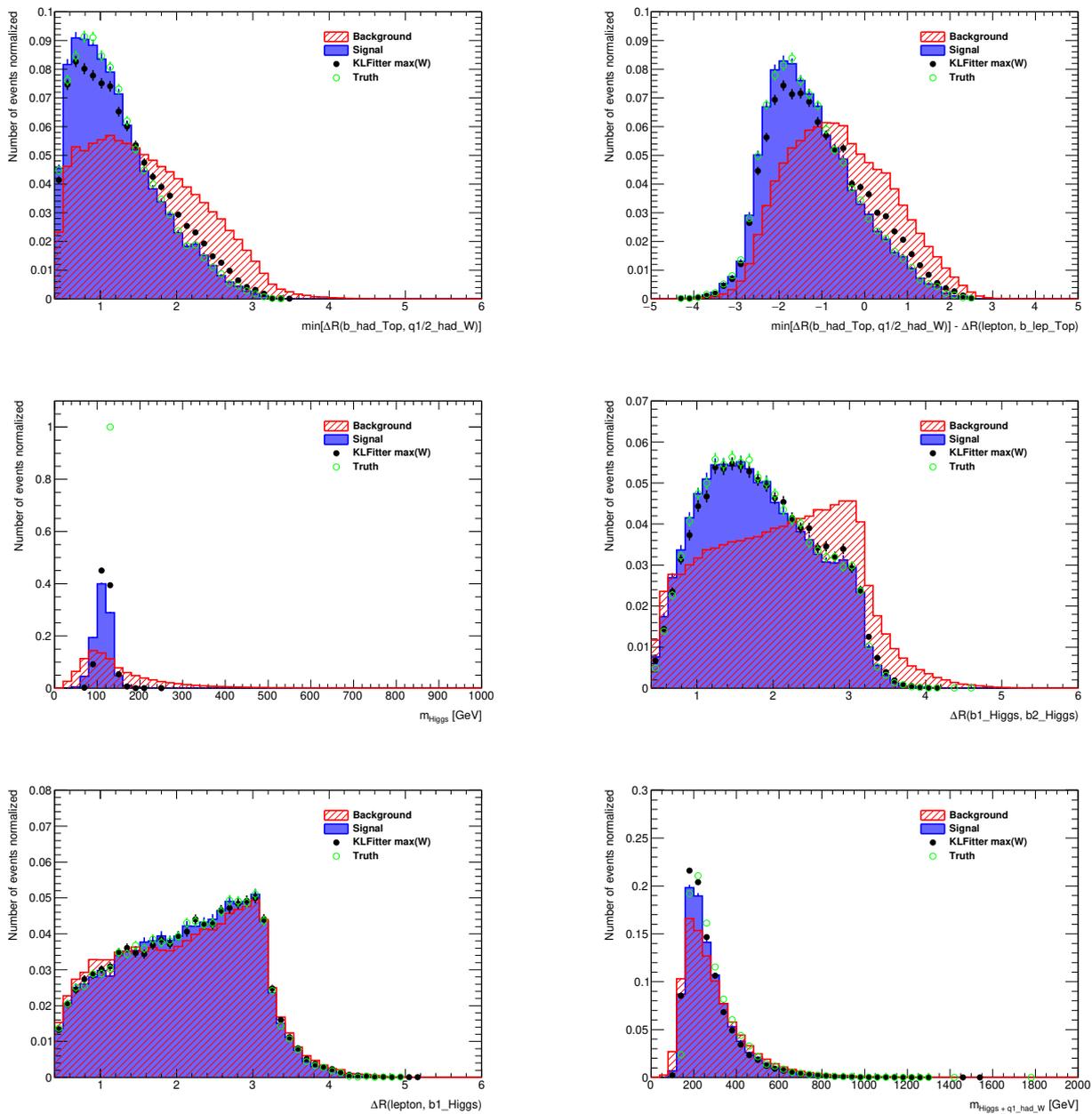


Abb. A.3.: Eingangsvariablen der BDT-Analyse.

Literaturverzeichnis

- [1] ATLAS, CDF, CMS, DØ Collaboration, *First combination Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass* (2014), arXiv:hep-ex/1403.4427
- [2] M. Kobayashi, T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973)
- [3] S. Abachi, others (DØ Collaboration), *Observation of the top quark*, Phys. Rev. Lett. 74, 2632 (1995)
- [4] F. Abe, others (CDF Collaboration), *Observation of top quark production in collisions*, Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995)
- [5] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018) and 2019 update
- [6] R. Brout, F. Englert, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964)
- [7] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964)
- [8] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. B716, 1 (2012)
- [9] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. B716, 30 (2012)
- [10] ATLAS Collaboration, *Observation of Higgs boson production in association with a top quark pair at the LHC with the ATLAS detector*, Phys. Lett. B784, 173 (2018)

- [11] CMS Collaboration, *Observation of $t\bar{t}H$ production*, arXiv:1804.02610 [hep-ex]
- [12] J. Alwall, et al., *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations*, JHEP **07**, 079 (2014)
- [13] T. Sjöstrand, et al., *An Introduction to PYTHIA 8.2*, Comput. Phys. Commun. **191**, 159 (2015)
- [14] ATLAS Collaboration, *Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2015 LHC proton-proton collision data*, ATLAS-CONF-2016-024 (2016)
- [15] ATLAS Collaboration, *Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, Eur. Phys. J. **C76(5)**, 292 (2016)
- [16] M. Cacciari, G. P. Salam, G. Soyez, *The Anti- k_t jet clustering algorithm*, JHEP **04**, 063 (2008)
- [17] ATLAS Collaboration, *Performance of pile-up mitigation techniques for jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector*, Eur. Phys. J. **C76**, 581 (2016)
- [18] J. Erdmann, et al., *A likelihood-based reconstruction algorithm for top-quark pairs and the KLFitter framework*, Nucl. Instrum. Meth. **A 748**, 18 (2014)
- [19] ATLAS Collaboration, *Performance of b-Jet Identification in the ATLAS Experiment*, JINST **11(04)**, P04008 (2016)
- [20] G. Aad, et al., *Search for the Standard Model Higgs boson produced in association with top quarks and decaying into $b\bar{b}$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector*, ATL-COM-PHYS-2017-079
- [21] ATLAS Collaboration, *Optimisation of the ATLAS b-tagging performance for the 2016 LHC Run*, ATL-PHYS-PUB-2016-012
- [22] B. S. Acharya, et al., *Search for the Standard Model Higgs boson produced in associa-*

tion with top quarks in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector,
ATL-COM-PHYS-2011-678

Erklärung

nach §13(9) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestandenen Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 9. November 2019

(Jan Filipe Lehmann)